

Protokoll zum Versuch Mößbauer-Spektroskopie

Tina Clauß, Jan Steinhoff
Betreuer: Dr. U. Reislöhner

6. April 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgabenstellung	4
2	Theoretische Grundlagen	4
2.1	Der γ -Zerfall eines Kerns	4
2.1.1	Die natürliche Liniesbreite	5
2.1.2	Das Zerfallsschema von Co-57	5
2.2	Nachweis von γ -Strahlung	5
2.3	Der Mößbauer-Effekt	6
2.3.1	Der Debye-Waller-Faktor	6
2.4	Magnetische Hyperfeinwechselwirkung	6
2.5	Isomerieverschiebung	7
2.6	Elektrische Quadrupolwechselwirkung	7
3	Versuchsaufbau und Messprinzip	7
3.1	Versuchsaufbau	7
3.2	Die Mößbauerquelle	8
3.3	Der Mößbauerantrieb	9
3.4	Die Messkarte	9
4	Auswertung	9
4.1	Eisen	9
4.2	Edelstahl	11
4.3	FeSO ₄	12
A	Messprotokoll	14

1 Aufgabenstellung

1. Nehmen Sie das γ -Spektrum der Co-57 Quelle auf und stellen Sie den Einkanaldiskriminator (SCA - single channel analyser) auf die 14.4 keV Linie ein.
2. Messen Sie das Mößbauerspektrum des Eisen-Absorbers
 - (a) Erklären Sie das Spektrum (Form, Anzahl und Lage der Linie).
Hinweis: Das magnetische Moment des angeregten Zustands ist negativ, folglich ist die Niveaureihenfolge bezüglich m im Vergleich zum Grundzustand umgekehrt.
 - (b) Bestimmen Sie die Energieaufspaltung im Grundzustand ΔE_g und im angeregten Zustand ΔE_a . Vergleichen Sie das Ergebnis mit Literaturwerten.
 - (c) Bestimmen Sie das Magnetfeld B_K am Ort der Fe-57 Kerne ($\mu_g = 0.0906\mu_K$).
 - (d) Bestimmen Sie das magnetische Moment des ersten angeregten Zustands von Fe-57.
3. Messen Sie das Spektrum des Edelstahl-Absorbers.
 - (a) Erklären Sie das Spektrum (Anzahl und Lage der Linien).
 - (b) Bestimmen Sie die Isometrieverschiebung bezüglich der Quelle (Rhodium-Matrix).

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Der γ -Zerfall eines Kerns

Atomkerne besitzen diskrete Energieniveaus. Ein Übergang zwischen diesen Niveaus erfolgt analog zu den Übergängen in der Elektronenhülle der Atome durch Emission bzw. Absorption eines Photons. Bei diesen Übergängen bleiben Energie, Impuls, Drehimpuls und Parität erhalten. Die Energieerhaltung legt die Energie des Photons fest, während die Drehimpuls- und Paritätserhaltung die Art des Photons einschränken. Dies ist in Abbildung 1 dargestellt. Dabei bezeichnet ΔI die Änderung der Drehimpulsquantenzahl bei dem Übergang. El ist die Strahlung eines schwingenden elektrischen 2^l -Pols, Ml die eines magnetischen.

Um die Impulserhaltung zu erfüllen, muss eine γ -Quelle nach der Emission eines Photons dessen Impuls $\hbar k$ kompensieren. Vor der Emission befindet sich der Atomkern im angeregten Zustand mit Energie E_a und besitzt den Impuls $p = Mv$ in Richtung der Abstrahlung. Die Gesamtenergie vor der Emission ist dann:

$$E_{vor} = E_a + \frac{p^2}{2M} \quad (1)$$

Nach der Emission verringert sich der Impuls um $\hbar k$ und der Atomkern nimmt die Energie des Grundzustandes E_g an, die Gesamtenergie nach der Emission ist also:

$$E_{nach} = E_g + \frac{(p - \hbar k)^2}{2M} \quad (2)$$

Die Energiedifferenz $E_{vor} - E_{nach}$ steht dem γ -Quant zur Verfügung. Mit $E_a - E_g =: \hbar\omega_0$ erhält man also für die Energie $\hbar\omega$ dieses Photons

$$\hbar\omega = E_{vor} - E_{nach} = \hbar\omega_0 + \hbar kv - \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (3)$$

Drehimpuls- änderung ΔI		0 kein $0 \rightarrow 0$	1	2	3
Paritäts- wechsel	ja	E1 (M2)	E1 (M2)	M2 E3	E3 (M4)
	nein	M1 E2	M1 E2	E2 (M3)	M3 E4

Abbildung 1: Mögliche Strahlungarten bei einem γ -Übergang [1]

Diese Gleichung gilt so nur, wenn das Atom frei beweglich ist, z.B. in einem Gas.

2.1.1 Die natürliche Linienbreite

Aufgrund der Unschärferelation kann die Energieunschärfe der γ -Quanten nicht verschwinden. Beobachtet man viele γ -Zerfälle, so erhält man für die Intensität der Strahlung eine Lorentz-Verteilung:

$$I(\omega) = \frac{I_0}{1 + [(\omega - \omega_0) 2\hbar/\Gamma]^2} \quad (4)$$

Eine analoge Verteilung ergibt sich für das Absorptionsspektrum. Γ wird als *natürliche Linienbreite* bezeichnet. Sie ergibt sich aus der Halbwertszeit $t_{1/2}$ des Übergangs zu:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{t_{1/2}} \ln 2 \quad (5)$$

Es ist aber nicht so einfach, diese zu beobachten, denn sie ist im Vergleich zu anderen Effekten sehr klein. In einem Gas kommt es z.B. durch die Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung 3 zu einer Verbreiterung der Linie, die wesentlich größer als die natürliche Linienbreite ist.

2.1.2 Das Zerfallsschema von Co-57

Das Zerfallsschema von Co-57 ist in Abbildung 2 gezeigt. Co-57 zerfällt überwiegend durch K-Einfang¹. Das Loch in der K-Schale wird darauf unter Emission eines 6.4 keV Röntgen-Photons wieder aufgefüllt. Der dabei entstehende Fe-57-Kern befindet sich in einem angeregten Zustand und geht durch Emission von γ -Quanten in den Grundzustand über. Im Praktikumsversuch ist dabei die 14.4 keV-Linie von Interesse.

2.2 Nachweis von γ -Strahlung

Bei diesem Versuch werden γ -Quanten mit einem *Szintillationsdetektor* nachgewiesen. Die treffen hier auf den Szintillator (z.B. NaI) und lösen durch Photo- oder Comptoneffekt ein Elektron von einem Atom. Dieses wird im Szintillator abgebremst, wobei es die passierten Atome anregt. Die angeregten Atome emittieren darauf Licht, das mit einem Photomultiplier nachgewiesen wird. Hier trifft das Licht auf eine Photokathode, löst durch Photoeffekt mehrere Elektronen, die dann mit Hilfe von Dynoden verstärkt werden. Am Ausgang entsteht so ein Spannungspuls, dessen Höhe Aufschluss über die Energie des γ -Quants gibt.

¹Da die s-Elektronen eine nichtverschwindende Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort haben, können sie zusammen mit einem Proton des Kerns zu einem Neutron und einem Neutrino reagieren

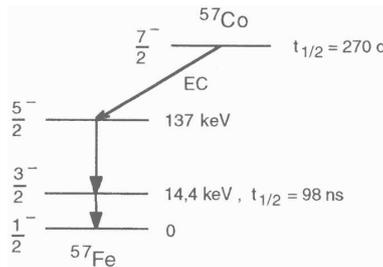


Abbildung 2: Zerfallsschema von Co-57 [1]

2.3 Der Mößbauer-Effekt

Befinden sich die angeregten Atomkerne in einem Festkörper, so sind sie nicht frei beweglich. Der unter 2.1 beschriebene Rückstoß führt hier zu einer Emission oder Absorption eines Phonons (Gitterschwingung) oder der Rückstoß wird vom gesamten Kristall aufgenommen. Tritt der letzte Fall ein, dann ist in der Formel (3) die Atommasse M durch die Masse des ganzen Festkörpers zu ersetzen. Der letzte Term kann dann vernachlässigt werden, die Formel lautet dann:

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + \hbar kv \quad (6)$$

v ist jetzt die Geschwindigkeit des Festkörpers. Es tritt also praktisch keine Verschiebung oder Verbreiterung der Linie auf (bei ruhendem Festkörper). Dies wird als *Mößbauer-Effekt* bezeichnet. Bewegt man den Festkörper, so verschiebt sich die Linie proportional zur Geschwindigkeit v (*Doppler-Effekt* in linearer Näherung).

2.3.1 Der Debye-Waller-Faktor

Der Anteil der rückstoßfreien Emissionen wird als *Debye-Waller-Faktor* f_D bezeichnet. Ein großer Debye-Waller-Faktor ist also notwendig für einen ausgeprägten Mößbauer-Effekt. Im Debye-Modell erhält man für f_D bei tiefen Temperaturen [1]:

$$f_D(T) = \exp \left\{ -\frac{\hbar^2 k^2}{2M} \frac{3}{2k_B \Theta} \left[1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\Theta} \right) \right] \right\} \quad (7)$$

Die Wellenzahl k bzw. die Energie des γ -Quants darf also nicht zu hoch sein. Außerdem sollte die Temperatur T kleiner als die Debye-Temperatur Θ (Materialabhängig) sein.

2.4 Magnetische Hyperfeinwechselwirkung

Befindet sich der Atomkern in einem Magnetfeld, so muss man die Wechselwirkungsenergie $-\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ berücksichtigen. $\vec{\mu}$ bezeichnet dabei das magnetische Dipolmoment des Kerns. Dieses nimmt im angeregten und im Grundzustand unterschiedliche Werte an. Außerdem ist die Wechselwirkung vom Winkel zwischen $\vec{\mu}$ und \vec{B} abhängig. Dieser Winkel ist aber gequantelt, so dass man nur diskrete Energien erhält. Wählt man die z-Achse in Richtung des magnetischen Feldes, so erhält man für die Wechselwirkungsenergie:

$$E_{\text{magn}} = -\frac{\mu}{I} MB \quad (8)$$

Dabei ist I die Quantenzahl des Gesamtdrehimpulses und M die Quantenzahl seiner z -Komponente. Bei einem Übergang von einem angeregten Zustand (Index a) in den Grundzustand (Index g) erhält man also für die Photonenenergie:

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - \left(\frac{\mu_a}{I_a} M_a - \frac{\mu_g}{I_g} M_g \right) B \quad (9)$$

$\hbar\omega_0$ ist dabei die Energie des Photons bei Abwesenheit eines Magnetfeldes.

2.5 Isomerieverschiebung

Wenn die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen am Kernort $|\psi(0)|^2$ nicht verschwindet, kommt es zu einer elektrischen Wechselwirkungsenergie E_C , die von der Ausdehnung des Atomkerns abhängt [1]:

$$E_C = \frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi(0)|^2 \langle r^2 \rangle \quad (10)$$

Dabei ist $\langle r^2 \rangle$ der mittlere quadratische Kernradius. Beim 14.4 keV-Übergang von Fe-57 ist der Kern im angeregten Zustand kleiner als im Grundzustand. Es kommt also zu einer Energieverschiebung. Bei der Mößbauerspektroskopie kann aber nur eine Energieverschiebung relativ zu einem Absorber nachgewiesen werden. Es kann also nur eine Energieverschiebung nachgewiesen werden, wenn die Elektronenkonfiguration von Quelle und Absorber unterschiedlich ist (unterschiedliches $|\psi(0)|^2$). Dies tritt auf, wenn die Fe-Atome in Quelle und Absorber unterschiedliche chemische Bindungen eingehen. Vor allem die Zahl der s -Elektronen spielt hier eine große Rolle. Diese relative Energieverschiebung zwischen Quelle und Absorber heißt *Isomerieverschiebung*.

2.6 Elektrische Quadrupolwechselwirkung

Besitzt das Elektrische Feld am Kernort einen Gradienten, so kommt es zu einer weiteren Energieaufspaltung gegeben durch [1]:

$$E_Q = [3M^2 - I(I+1)] \hbar\omega_Q \quad (11)$$

Dabei ist ω_Q die sogenannte Quadrupolfrequenz:

$$\omega_Q = \frac{eQ}{4I(2I-1)\hbar} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \quad (12)$$

Q ist der Erwartungswert des Quadrupoloperators für den jeweiligen Kernzustand und V das (äußere) elektrische Potential.

3 Versuchsaufbau und Messprinzip

3.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 dargestellt. Er dient zur Aufnahme von Absorptionsspektren. Eine Mößbauerquelle wird dazu periodisch mit einem Antrieb bewegt, so dass

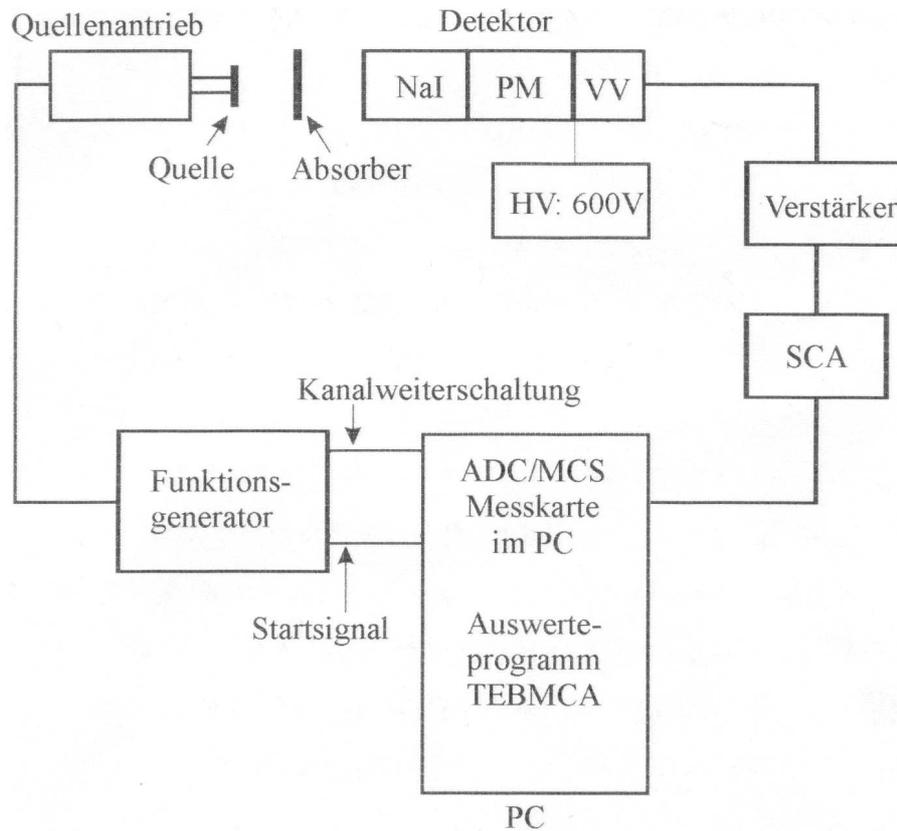


Abbildung 3: Der Versuchsaufbau [3]

es nach Gleichung (6) durch den Doppler-Effekt zu einer periodischen Änderung der Frequenz der emittierten Strahlung kommt. In diesem Frequenzbereich kann dann das Absorptionsspektrum des Absorbers aufgenommen werden. Die nichtabsorbierten Impulse treffen auf den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Szintillationsdetektor. Nachdem das Ausgangssignal verstärkt wurde, kommt für jedes detektierte γ -Photon ein Spannungspuls am single channel analyser (SCA) an, dessen Höhe von der Energie des γ -Quants abhängt. Der SCA wandelt nun Spannungspulse, die in einem einstellbaren Höhenbereich liegen, in Rechtecksignale um. Dieser Spannungshöhenbereich muss so eingestellt werden, dass möglichst nur γ -Quanten einen Rechteckimpuls erzeugen, deren Energie zu dem Frequenzbereich gehört, der untersucht werden soll. Die Impulse werden dann vom Rechner gezählt, wobei der Rechner zu jedem Puls noch eine Information über die aktuelle Geschwindigkeit der Quelle bekommt. Trägt man nun die Zahl der Pulse pro Geschwindigkeitsintervall über der Geschwindigkeit auf, so erhält man das Absorptionsspektrum (Geschwindigkeit \propto Energieverschiebung durch Doppler-Effekt).

3.2 Die Mößbauerquelle

Als Quelle werden Co-57-Atome in einer Rhodium-Matrix verwendet. Das Zerfallsschema ist in Abbildung 2 dargestellt. Die Messungen werden mit der 14.4 keV-Linie durchgeführt. Aufgrund der relativ kleinen Energie dieser Linie ist der Debye-Waller-Faktor bereits bei Raumtemperatur ausreichend groß. Die Halbwertszeit von $t_{1/2} = 98\text{ns}$ führt nach Gleichung (reflbreite) zu einer Linienbreite von $\Gamma = 4.7 \cdot 10^{-9}\text{eV}$ bzw. zu einer relativen Energie-

unschärfe von:

$$\frac{\Gamma}{\hbar\omega_0} = 3.3 \cdot 10^{-13} \quad (13)$$

Es können also sehr kleine Energieverschiebungen im Absorptionsspektrum beobachtet werden. Als Absorber werden verschiedene Fe-Verbindungen benutzt, in denen es durch Isomerieschiebung (Edelstahl), elektrischer Quadrupolwechselwirkung (FeSO_4) oder magnetischer Dipolwechselwirkung (Fe) zur Verschiebung und Aufspaltung der Energieniveaus im Fe-Atomkern kommt. Resonanzabsorption tritt nur dann auf, wenn die Quelle sich mit einer Geschwindigkeit bewegt, die einer ebenso großen Energieverschiebung durch den Dopplereffekt entspricht.

3.3 Der Mößbauerantrieb

Die Quelle wird mit einem lautspecherähnlichen Antrieb bewegt (Spule und Magnet). Zusätzlich ist eine zweite Spule um den Magneten angebracht, die über den Induktionstrom die Geschwindigkeit der Quelle feststellen kann. Weicht diese von der erwarteten Geschwindigkeit ab, so wird die Spannung an der ersten Spule entsprechend korrigiert und ein Error-Signal ausgegeben. Man den Antrieb mit verschiedenen periodischen Signalen und Frequenzen betreiben. Dies geschieht mit einem Funktionsgenerator. Im Praktikumsversuch wurde nur ein sinuförmiges Signal mit 24 Hz (Resonanzfrequenz des Antriebs) benutzt, weil der Antrieb dann am stabilsten läuft.

3.4 Die Messkarte

Die Messkarte kann in der Betriebsart Puls-Höhen-Analyse (PHA) oder Vielkanalzählen (MCS) betrieben werden. In der Betriebsart PHA wird mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) die Höhe eines Pulses gemessen. Für jede Pulshöhe wird nun die Zahl der Pulse gezählt. Diese Betriebsart ist gut dazu geeignet, um ohne SCA ein grobes Spektrum der Quelle aufzunehmen. In der Betriebsart MCS wird mit SCA gearbeitet. Hier werden die Impulse nur gezählt, aber in mehreren Kanälen, die verschiedene Geschwindigkeitsintervalle representieren. Der Funktionsgenerator liefert dazu über den Eingang START immer dann ein Signal an den Rechner, wenn der Antrieb eine Periode durchlaufen hat. Dies schaltet den Zähler auf den Kanal 0. Über den Eingang CHA wird dann in äquidistanten Zeitenintervallen ein Signal gegeben, der den Zähler auf den nächsten Kanal weiterschaltet.

4 Auswertung

4.1 Eisen

Das von uns beobachtete Absorptionsspektrum von Eisen ist in Abbildung 4 zu sehen. Es besteht aus sechs Linien, die annähernd äquidistant sind. Diese Linien beruhen auf einer Aufspaltung der Energieniveaus des angeregten und des Grundzustandes aufgrund der magnetischen Hyperfeinwechselwirkung. Die Aufspaltung ist in Abbildung 5 dargestellt. Die Übergänge gehorchen der Auswahlregel $\Delta m = 0, \pm 1$, es handelt sich also um reine M1-Strahlung. Die Linien sind nahezu äquidistant, weil für das magnetische Moment im Grundzustand μ_g und das magnetische Moment im angeregten Zustand μ_a die Beziehung

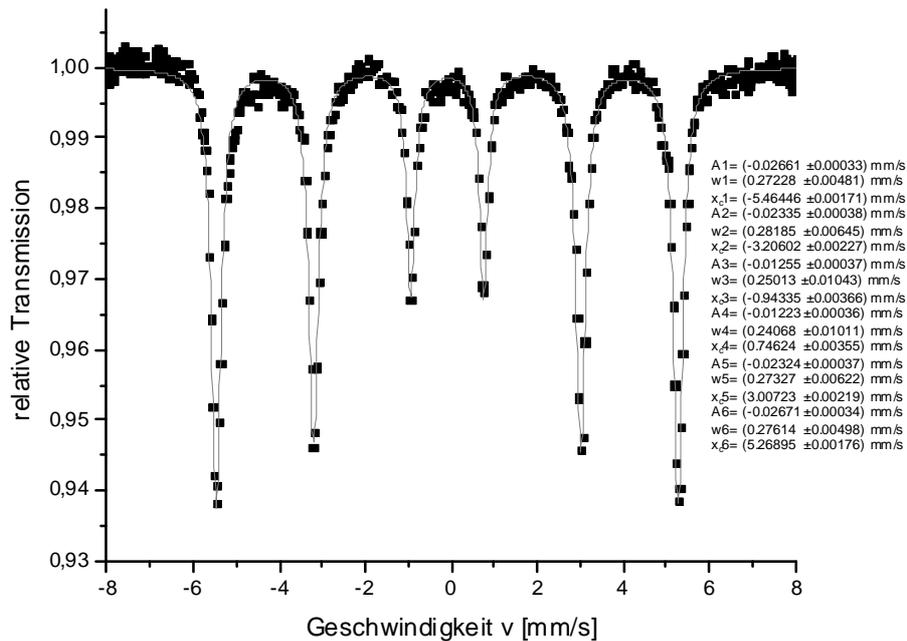


Abbildung 4: Eisen

	v in [mm/s]	$E - E_0$ [10^{-9} eV]		ΔE_g [10^{-9} eV]
1	$-5,4645 \pm 0,0018$	$-262,48 \pm 0,09$		
2	$-3,2060 \pm 0,0023$	$-154,00 \pm 0,11$		
3	$-0,9434 \pm 0,0037$	$-45,31 \pm 0,18$		
4	$0,7462 \pm 0,0036$	$35,84 \pm 0,18$	$E_4 - E_2$	$189,84 \pm 0,28$
5	$3,0072 \pm 0,0022$	$144,45 \pm 0,11$	$E_5 - E_3$	$189,76 \pm 0,29$
6	$5,2690 \pm 0,0018$	$253,09 \pm 0,09$		

Tabelle 1: Energieaufspaltung im Grundzustand

$\mu_a \approx -3/2\mu_g$ gilt. Die Intensitäten der Linien sind nach [1] für eine unmagnetisierte Probe typisch.

Um das aufgenommene Mößbauer-Spektrum für Eisen auszuwerten, näherten wir eine Lorentzkurve an unsere Kurvenform an. Da es sich um sechs Spektrallinien handelt, ergibt sich die Fitfunktion aus der Summe von sechs Lorentzkurven der Form:

$$y = y_0 + \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2} \quad (14)$$

Nach Normierung ergibt sich eine Kurve wie in Abbildung 4 mit den angegebenen Fitparametern (Nummerierung von links nach rechts). Mit x_c ist der Abstand der Linie vom Nullpunkt gemeint, also die Geschwindigkeit mit der sich die Quelle bewegte. Mit Hilfe der Formel 6 kann nun von der Geschwindigkeit auf die Energie umgerechnet werden. Aus der Energiedifferenz der zweiten und der vierten, der dritten und der fünften Linie berechnet sich die Energieaufspaltung im Grundzustand (siehe Tabelle 1). Es ergibt sich also eine mittlere Energieaufspaltung $\Delta E_g = (189,80 \pm 0,29)10^{-9}$ eV (Standardfehler). Aus der Energiedifferenz der ersten und der zweiten, der zweiten und der dritten, der fünften und der sechsten Linie, berechnet sich die Energieaufspaltung im angeregten Zustand (siehe Tabelle 2). Daraus ergibt sich eine mittlere Energieaufspaltung $\Delta E_a = (108,60 \pm 0,29)10^{-9}$ eV

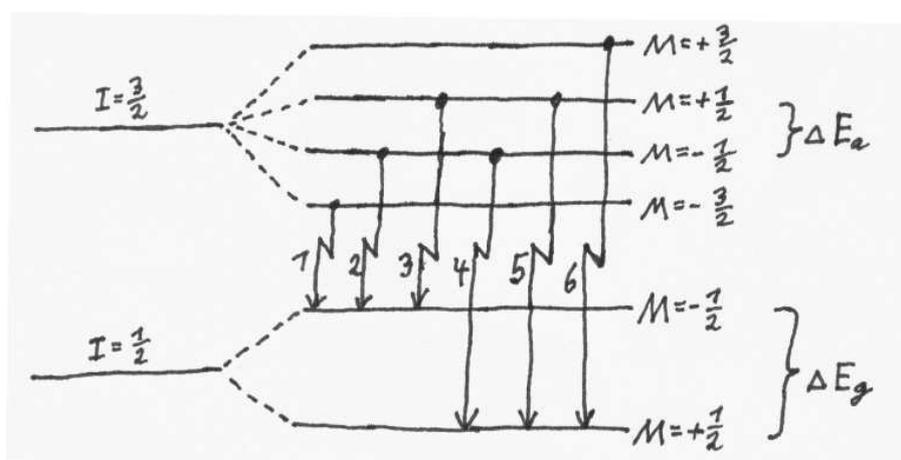


Abbildung 5: Das Termschema von Eisenkernen in einem Magnetfeld. Die beobachteten Linien sind nach aufsteigenden Energien (bzw. Geschwindigkeiten der Mößbauer-Quelle) nummeriert.

	v in [mm/s]	$E - E_0$ [10^{-9} eV]		ΔE_a [10^{-9} eV]
1	-5,4645 ± 0,0018	-262,48 ± 0,09		
2	-3,2060 ± 0,0023	-154,00 ± 0,11	$E_2 - E_1$	108,48 ± 0,20
3	-0,9434 ± 0,0037	-45,31 ± 0,18	$E_3 - E_2$	108,68 ± 0,29
4	0,7462 ± 0,0036	35,84 ± 0,18		
5	3,0072 ± 0,0022	144,45 ± 0,11		
6	5,2690 ± 0,0018	253,09 ± 0,09	$E_6 - E_5$	108,64 ± 0,19

Tabelle 2: Energieaufspaltung im angeregten Zustand

(Standardfehler).

Das Magnetfeld B errechnet sich nach Gleichung 8 folgendermaßen:

$$B = \frac{\Delta E_g I_g}{\mu_g} = (33.232 \pm 0.049) \text{T} \quad \text{mit} \quad \mu_g = 0.0906 \mu_K \quad (15)$$

Dabei ist $\mu_K = 5.05 \times 10^{-27} \text{A m}^2$ das Kernmagneton. Der Literaturwert [1] für das Magnetfeld ist $(33.3 \pm 1.0) \text{T}$. Nun kann auch das magnetische Moment des angeregten Zustandes berechnet werden:

$$\mu_a = -\frac{\Delta E_a I_a}{B} = (0.15552 \pm 0.00055) \mu_K \quad (16)$$

Der Literaturwert [1] ist $(-0.15531 \pm 0.00004) \mu_K$.

4.2 Edelstahl

Das Absorptionsspektrum für Edelstahl ist in den Abbildungen 6 und 7 dargestellt. Die Isomerieverschiebung (bzgl. Quelle in Rhodium-Matrix) ist im Mittel:

$$x_c = (-0.2073 \pm 0.0034) \text{mm/s} \quad (17)$$

Das entspricht einer Energieverschiebung von:

$$\Delta E_I = (-9.95 \pm 0.16) \text{eV} \quad (18)$$

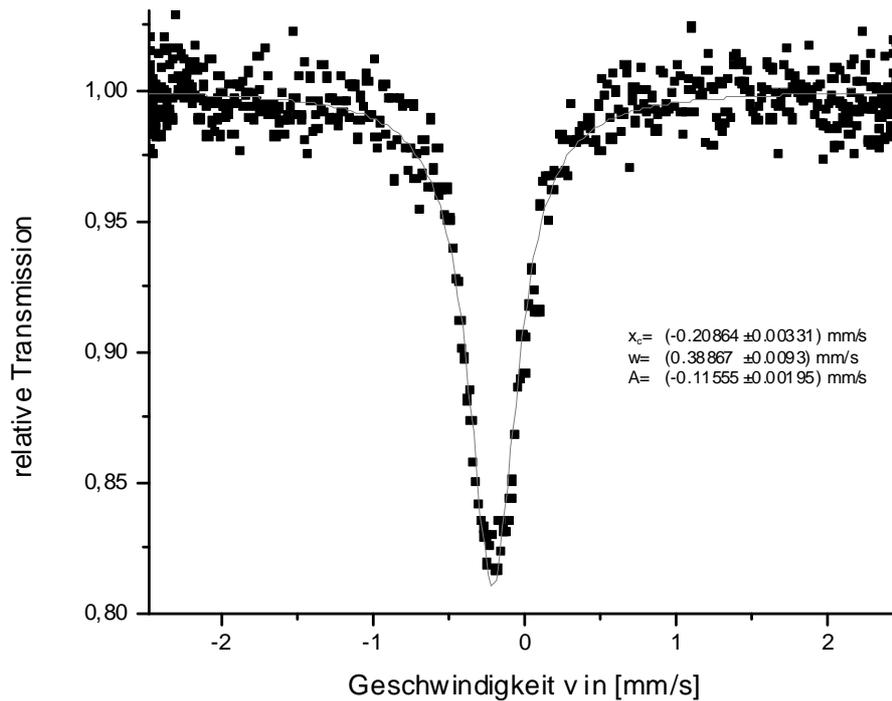


Abbildung 6: Edelstahl

Da Edelstahl eine Legierung ist, in der die Eisen-Atome in verschiedenen chemischen Bindungen vorliegen, treten mehrere verschiedene Isomerieverschiebungen auf. Dadurch entstehen mehrere Linien, die aber so dicht zusammenliegen, dass sie aufgrund der natürlichen Linienbreite nicht einzeln beobachtet werden können. Dies erkennt man auch, wenn man die Breite der Linie mit der vorigen Messung vergleicht. Die beobachtete Isomerieverschiebung ist also ein Effektivwert, der sich aus mehreren Isomerieverschiebungen zusammensetzt.

4.3 FeSO₄

Das Absorptionsspektrum von FeSO₄ ist in den Abbildungen 8 und 9 dargestellt. Die hier beobachtete Aufspaltung kann auf die elektrische Quadrupolwechselwirkung zurückgeführt werden. Nach Gleichung 11 ist die Zusatzenergie im Grundzustand ($I = 1/2$, $M = \pm 1/2$) $E_Q = 0$, der Grundzustand besitzt also keine Aufspaltung. Im angeregten Zustand ($I = 3/2$) gilt $E_Q = -3\hbar\omega_Q$ für $M = \pm 1/2$ und $E_Q = +3\hbar\omega_Q$ für $M = \pm 3/2$, die Aufspaltung des angeregten Niveaus ist also $\Delta E_Q = 6\hbar\omega_Q$. Als Mittelwert über beide Messungen ergab sich die Aufspaltung:

$$\Delta x_c = (3.201 \pm 0.010) \text{ mm/s} \quad (19)$$

Der Literaturwert [1] ist $\Delta x_c = (3.16 \pm 0.01) \text{ mm/s}$. Die gemessene Energieaufspaltung ist:

$$\Delta E_Q = (1.5375 \pm 0.0045) 10^{-7} \text{ eV} \quad (20)$$

Aufgrund einer zusätzlichen Isomerieverschiebung ist die beobachtete Aufspaltung nicht symmetrisch zu $v = 0 \text{ mm/s}$.

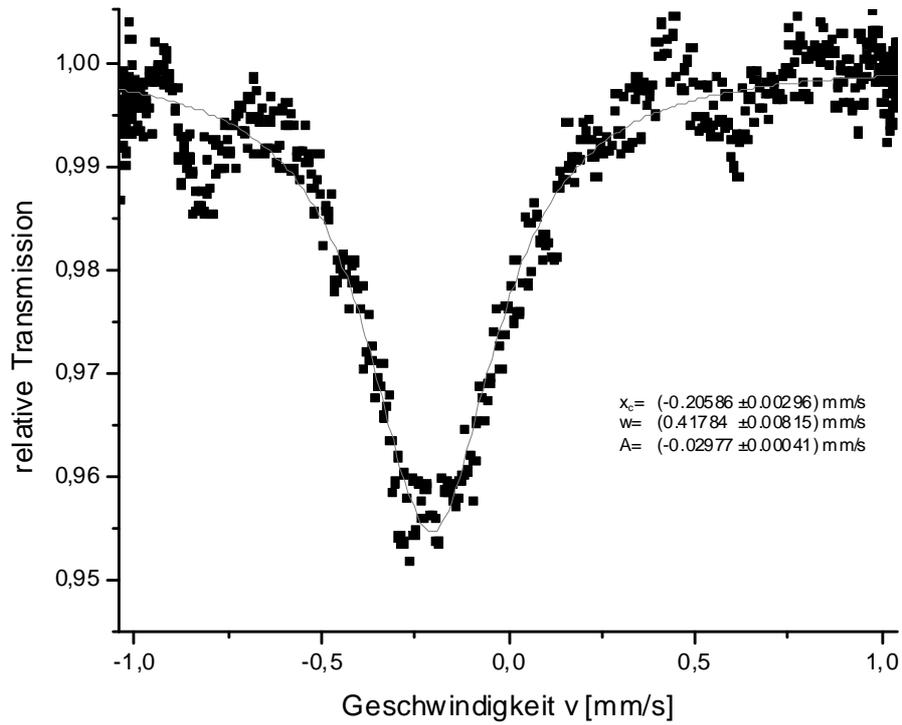


Abbildung 7: Edelstahl

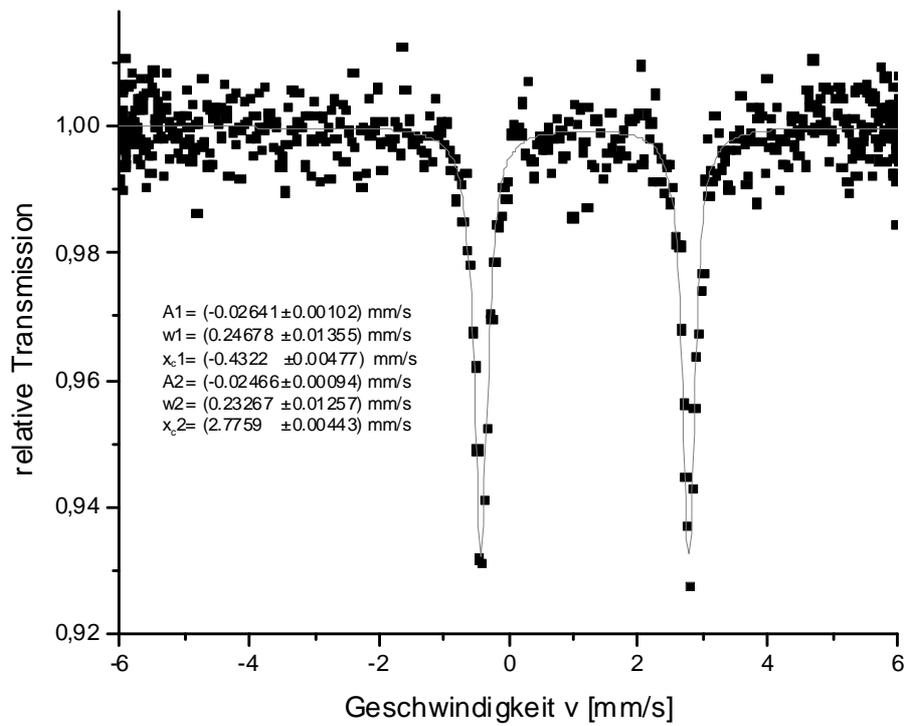
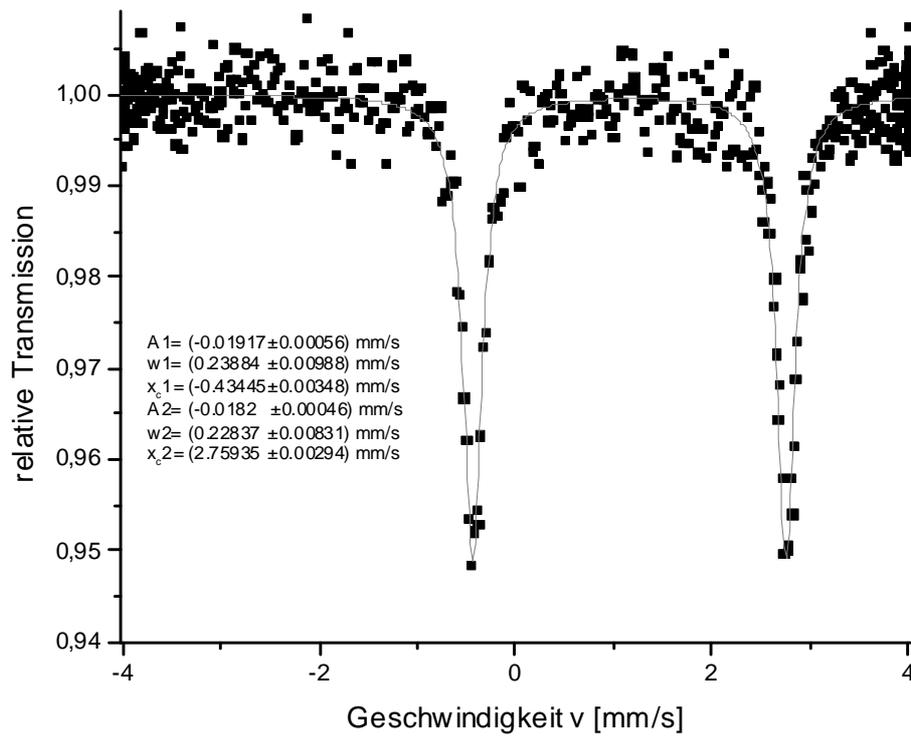


Abbildung 8: FeSO4

Abbildung 9: FeSO₄

Literatur

- [1] G. Schatz/A. Weidinger, Nukleare Festkörperphysik, Teubner, 1997
- [2] W. Demtröder, Experimentalphysik 3, Springer, 2000
- [3] Praktikumsanleitung

A Messprotokoll